

Влияние спин-орбитального взаимодействия на циклотронный резонанс двумерных электронов

Ю. Б. Васильев¹⁾, С. Д. Сучалкин, С. В. Иванов, Б. Я. Мельцер, П. С. Копьев

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 29 апреля 2004 г.

В спектрах циклотронного резонанса (CR) двумерных электронов в квантовых ямах InAs обнаружено расщепление линии CR, величина которого является осциллирующей функцией магнитного поля. Наблюдаемые осцилляции не коррелируют с фактором заполнения. Предложенная интерпретация результатов основана на эффектах спин-орбитального расщепления в условиях встроенного электрического поля, связанного с асимметрией потенциала квантовой ямы. Из величины расщепления линии CR определена постоянная спин-орбитального взаимодействия α_{so} , которая согласуется с величиной, определенной на том же образце из осцилляций Шубникова–де Гааза. Обсуждается роль резонансного взаимодействия носителей в яме с интерфейсными донорными состояниями.

PACS: 73.20.Dx, 76.40.+b, 78.20.Ls

Спиновые эффекты в низкоразмерных полупроводниковых системах в последнее время вызывают повышенный интерес в связи с возможностью создания новых приборов, принцип действия которых основан на использовании поляризованных по спину носителей [1]. В частности, изучаются возможности использования спин-орбитального взаимодействия в полупроводниковых гетероструктурах для контроля спиновой поляризации электронного газа с помощью внешнего электрического поля.

В системах без центра инверсии [2] гамильтониан носителей может содержать линейную по волновому вектору составляющую, которая обусловлена наличием эффективного электрического поля, перпендикулярного направлению движения носителей. При этом в энергетическом спектре носителей присутствует спиновое расщепление даже при отсутствии внешнего магнитного поля. Энергия расщепления пропорциональна волновому вектору носителя. Для носителей, находящихся в квантовой яме, эффективное электрическое поле может быть обусловлено межатомными электрическими полями, если в материале квантовой ямы отсутствует центр инверсии. В качестве другого источника встроенного электрического поля может служить разность в концентрациях ионизированных примесей на “стенках” квантовой ямы. В последнем случае основным параметром, характеризующим величину спин-орбитального взаимодействия, является постоянная спин-орбитального взаимодействия α_{so} , которая пропорциональна встроенному электрическому полю. Во внешнем магнитном

поле вместо двух спиновых подзон появляются две “лестницы” уровней Ландау с различающимися циклотронными энергиями. Эта разница в циклотронных энергиях двух подзон может быть измерена экспериментально.

Циклотронный резонанс (CR) дает возможность прямого измерения разности циклотронных энергий в спин-расщепленных подзонах при условии, что влияние спин-орбитального взаимодействия на спектры CR достаточно сильное по сравнению с влиянием непараболичности зоны проводимости. Результаты измерений могут быть использованы для независимой (по сравнению с традиционным анализом биений в осцилляциях Шубникова–де-Гааза [3–9]) экспериментальной оценки α_{so} , а также для получения информации о степени спиновой поляризации носителей в квантовой яме. Узкозонные полупроводниковые гетероструктуры A3-B5, характеризующиеся сравнительно малой эффективной массой носителей и, соответственно, большей циклотронной энергией в данном магнитном поле представляются особенно перспективными для такого эксперимента.

В данной работе наблюдалось спин-орбитальное расщепление в спектрах CR двумерных электронов в InAs квантовых ямах. Обнаружены периодические по обратному магнитному полю осцилляции величины расщепления CR, не связанные с изменением фактора заполнения. Показано, что результаты измерений хорошо описываются в рамках модели Рашбы [2].

Измерения поглощения оптического излучения на циклотронной частоте в магнитном поле проводились при температуре 4.2 К в конфигурации Фарадея с помощью спектрометра Фурье на двух квантовых ямах

¹⁾e-mail: yu.vasilyev@mail.ioffe.ru

InAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Одновременно с CR измерялось магнетосопротивление в двухконтактной геометрии [10]. Обе структуры содержали яму толщиной 20 нм, ограниченную барьерами AlSb, а также верхний слой GaSb, предохранявший структуру от окисления. Расстояние между ямой и поверхностью было различным для двух образцов. Образец 1 содержал AlSb барьер толщиной 2 нм, разделявший яму и поверхностный слой из GaSb толщиной 28 нм. Образец 2 имел более сложную структуру. Между ямой и поверхностным слоем из GaSb толщиной 10 нм располагались слои из AlSb толщиной 5 нм и AlGaSb толщиной 10 нм. Концентрация электронов в яме в обоих образцах была значительной (порядка 10^{12} см^{-2}), хотя дополнительного легирования структур не производилось. Возможными источниками электронов в яме служат донорные состояния на поверхности антиокислительного слоя GaSb, а также нескомпенсированные глубокие донорные уровни в AlSb барьерах [11, 12].

В спектрах CR обоих образцов наблюдается существенное (порядка 1 мэВ) расщепление линии CR (рис.1). Все спектры на рисунке нормализованы по отношению к спектру в нулевом магнитном поле. Количество пиков в спектре и “расстояние” между ними зависят от магнитного поля.

На рис.2а и 3а показаны детальные зависимости энергии максимума пика поглощения от величины магнитного поля, измеренные с шагом развертки магнитного поля 0.07 Тл для образца 1 и 2, соответственно. На рис. 2а стрелки указывают положение соответствующих факторов заполнения для концентрации электронов в яме $1.16 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, которая была определена из площади кривых в спектрах CR. На рис.2б отложена разница энергий двух пиков CR, когда имеет место расщепление линии CR, как функция магнитного поля. Хорошо видно, что эта зависимость имеет осциллирующий характер, причем периодический в обратном магнитном поле. Неожиданным экспериментальным фактом является отсутствие корреляции между расщеплениями в спектрах CR и величиной фактора заполнения. На рис 3а дополнительно представлена зависимость магнетосопротивления от величины магнитного поля, измеренная для образца 2. Стрелки указывают положение соответствующих факторов заполнения для концентрации электронов в яме $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, которая была определена из осцилляций Шубникова-де Гааза. Концентрация электронов, определенная из площади кривых в спектрах CR дает близкие значения, хотя и несколько большие, $(8.5-10) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В этом образце также имеется осциллирующая зависимость энергии расщеп-

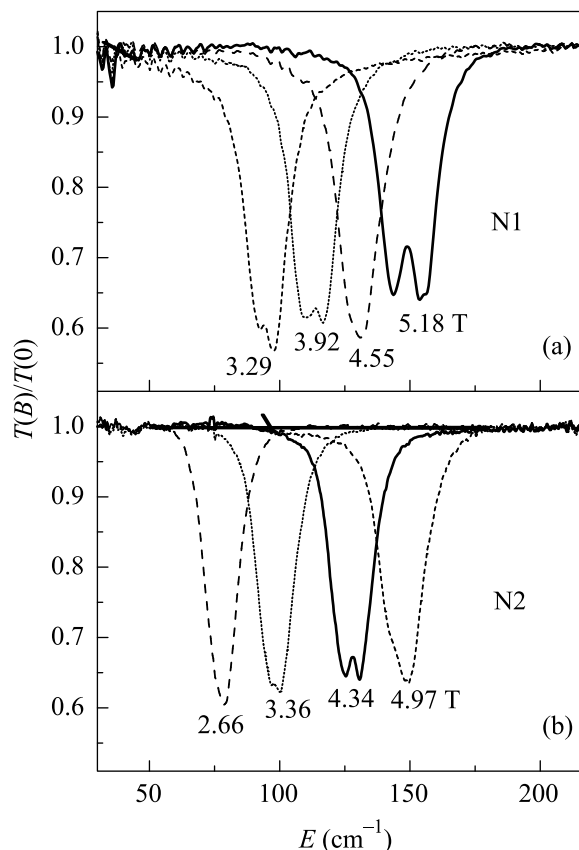


Рис.1. Примеры спектров CR при разных значениях магнитного поля для двух образцов: (а) образец N1, (б) образец N2. Около кривых указано поле в Тл

ления линии CR от магнитного поля, которая отложена на рис.3б. Видно, что частоты осцилляций Шубникова-де Гааза и осцилляций энергии расщепления CR в этом образце значительно различаются. Таким образом, в обоих исследованных образцах расщепление линии CR не связано с заполнением уровней Ландау.

Существует достаточно много аргументов в пользу того, что расщепление CR в исследованных в данной работе образцах определяется не непараболичностью зоны проводимости, с которой связано наблюдавшееся ранее расщепление линий CR в квантовых ямах InAs (см. [13, 14]. В случае непараболичности [13, 14] расщепление обязательно возникает в окрестностях целочисленных (как четных, так и нечетных) факторов заполнения и в достаточно сильных магнитных полях (более 4 Тл). Величина этого расщепления зависит от ряда параметров, в том числе от магнитного поля и концентрации электронов. Величина расщепления, измеренная в наших экспериментах примерно в пять раз больше, чем представленная в [13, 14] при близких значениях магнитного

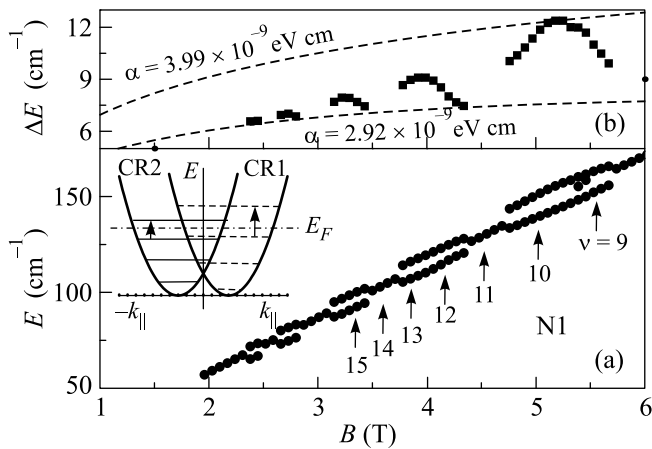


Рис.2. (а) Зависимость энергии максимума пика поглощения от величины магнитного поля для образца N1. Стрелки указывают положение соответствующих факторов заполнения для концентрации электронов, определенной из площади кривых в спектрах CR. На вставке схематически изображен энергетический спектр электронов. (б) Разница энергий двух пиков CR как функция магнитного поля. Символы – экспериментальные данные и штриховые линии – результат вычислений

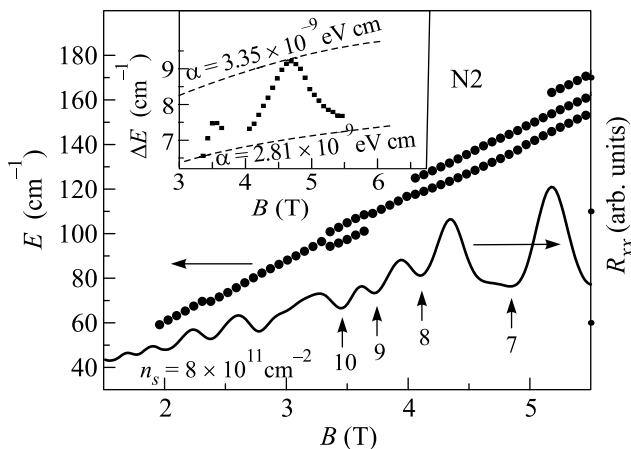


Рис.3. Зависимости энергии максимума пика поглощения и магнетосопротивления от величины магнитного поля для образца N2. Стрелки указывают положение соответствующих факторов заполнения. На вставке представлена разница энергий двух пиков CR как функция магнитного поля. Символы – экспериментальные данные и штриховые линии – результат вычислений

поля и концентрации электронов. И главное отличие – это то, что расщепление линии CR, наблюдаемое в наших экспериментах, не коррелирует с заполнением уровней Ландау.

Возможным объяснением расщепления могло бы быть заполнение второго уровня размерного кванто-

вания. Однако в наших образцах заполнен только один нижний уровень, что подтверждается и теоретическими расчетами, и экспериментальными данными [15]: для ямы 20 нм заполнение второго уровня размерного квантования происходит при концентрации электронов превышающей $1.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Кроме того, как видно из рис.1, площади под кривыми двух пиков CR и, соответственно, концентрации электронов в обоих подзонах примерно одинаковые, чего не может быть для двух подзон размерного квантования.

Другим возможным объяснением расщепления линии CR является спин-орбитальное взаимодействие, а именно эффект Рашбы. Экспериментальным подтверждением этому служат наблюдаемые биения в осцилляциях Шубникова–де Гааза, указывающие на наличие встроенного электрического поля в исследуемых структурах. Величина расщепления различается в образцах с одинаковыми квантовыми ямами, но различной толщиной барьерных слоев и расстоянием до поверхности образца. Кроме того, в подобных образцах, изготовленных на других технологических установках и имевших более слабое встроенное электрическое поле, подобные эффекты не обнаружены (результаты не опубликованы). Тем самым, можно сделать вывод о том, что величина расщепления зависит от встроенного электрического поля и степени проникновения волновых функций электронов в барьеры. Энергетический спектр электронов хорошо описывается моделью Рашбы. Согласно этой модели, спин-орбитальное взаимодействие снимает вырождение уровней электронов по спину, приводя к спиновому расщеплению энергии вблизи уровня Ферми в отсутствие магнитного поля (вставка к рис.2а). При приложении магнитного поля каждая спиновая подзона дополнительно расщепляется на серию уровней Ландау. Поглощение излучения на переходах между уровнями Ландау с сохранением спина возможно в пределах каждой из подзон. При этом циклотронная частота будет различной для разных спиновых подзон, поскольку она зависит от спин-орбитального взаимодействия. Из разницы циклотронных частот можно найти величину постоянной спин-орбитального взаимодействия.

Спин-орбитальное взаимодействие описывается гамильтонианом [2]

$$H_{so} = \alpha_{so} [\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}] \mathbf{v}, \quad (1)$$

где $\boldsymbol{\sigma}$ – матрица Паули, \mathbf{v} – единичный вектор, перпендикулярный к плоскости ямы, \mathbf{k} – волновой вектор электрона вдоль плоскости ямы. Дисперсионная

кривая электронов расщепляется на две ветви со спинами вверх и вниз:

$$E_n^\pm(k) = \frac{(\hbar^2)k^2}{2m^*(*)} \pm \alpha_{so}, \quad (2)$$

В магнитном поле, перпендикулярном к плоскости ямы, каждая ветвь имеет свою лестницу уровней Ландау:

$$E_N^+ = \hbar\omega_c(N + \sqrt{(\delta^2 + (\gamma^2)N)}),$$

$$E_M^- = \hbar\omega_c(M + \sqrt{(\delta^2 + (\gamma^2)M)}),$$

где N и M – целочисленные номера уровней Ландау для подзон со спинами вверх и вниз, соответственно, и

$$\delta = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{g^*(*)m^*(*)}{2m_0}\right), \quad \gamma = \frac{2}{\hbar}\sqrt{\frac{m^*(*)\alpha_{so}^2}{2\hbar\omega_c}}.$$

Циклотронные переходы происходят внутри каждой из “лестниц” уровней Ландау так, что спин при этом не меняется. Поскольку энергия циклотронного резонанса зависит от спин-орбитального взаимодействия, постоянную спин-орбитального взаимодействия можно определить из расщепления линии CR:

$$\Delta E = \hbar\omega_c(\sqrt{(\delta^2 + (\gamma^2)(N + 1)} - \sqrt{(\delta^2 + (\gamma^2)N} + \sqrt{(\delta^2 + (\gamma^2)(M + 1)}\sqrt{(\delta^2 + (\gamma^2)M)}).$$

На рис.2б и 3б приводятся результаты подгонки, описывающей зависимость энергии расщепления линии CR от магнитного поля для образцов 1 и 2, соответственно. Символы – экспериментальные данные и штриховые линии – результат вычислений для максимального и минимального расщепления линии CR, согласно уравнению (5), в предположении, что эффективный g -фактор равен -13 [16]. Выбор значения g -фактора не играет большой роли для оценки величины α_{so} , так как подгонка очень чувствительна к выбранному значению α_{so} и значительно слабее зависит от g -фактора. Как видно из рис.2б и 3б, для образца 1 α_{so} колеблется в пределах от $2.92 \cdot 10^{-9}$ эВ·см до $3.99 \cdot 10^{-9}$ эВ·см и для образца 2 между $2.81 \cdot 10^{-9}$ эВ·см и $3.35 \cdot 10^{-9}$ эВ·см.

Наблюдаемые в исследуемых структурах биения в осцилляциях Шубникова–де Гааза обычно рассматриваются как характерное свойство систем с отсутствием центра инверсии. На рис.2 представлена кривая магнетосопротивления, форма которой отличается от классических осцилляций, возможно, за счет того, что измеряемое сопротивление содержит вклады как продольной, так и поперечной (холловской)

компонент. Четко видны осцилляции магнетосопротивления, положения максимумов и минимумов которых в обратном магнитном поле отложены на рис.4 с номерами осцилляций, выбранными произвольным образом. По наклону этих зависимостей определялась концентрация носителей в яме, что дало величину $9.6 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ для магнитных полей больше 3 Тл и примерно $8 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ для полей, меньше 3 Тл. Эти величины близки к оценкам концентрации носителей, полученным из площади под кривыми CR, которые равны $10.1 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ при слабых магнитных полях ($B = 2.45$ Тл и 2.45 Тл) и $(8.5-9) \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ в сильных ($B = 4.8-5$ Тл). Интересная особенность наблюдавшихся осцилляций состоит в том, что при B меньше 3 Тл период осцилляций по обратному магнитному полю соответствует изменению фактора заполнения на 2, а при B больше 3 Тл на 1. Кроме того, по мере роста магнитного поля происходит изменение фазы осцилляций: как видно из рис.4, непрерывная линейная зависимость по обратному магнит-

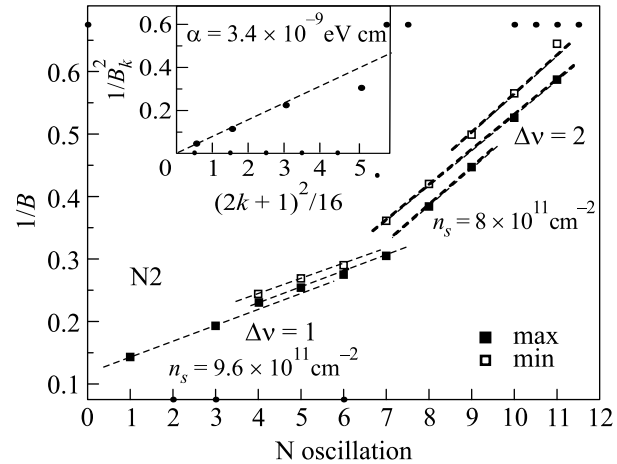


Рис.4. Положения максимумов и минимумов магнетосопротивления в обратном магнитном поле с номерами осцилляций, выбранными произвольным образом. Вставка: зависимость положения узлов биений от номера узла

ному полю сохраняется только для отдельных групп экстремумов. Изменение фазы можно связать с возникновением узла биений в этом магнитном поле, хотя биения в осцилляциях слабо заметны, что может быть связано с двухзондовой геометрией измерений. Воспользовавшись методикой, предложенной в работах [17, 18], была построена зависимость положения узлов биений от номера узла (вставка на рис.4). Видно, что эта зависимость линейная (прямая на вставке рис.4), из наклона которой была найдена величина $\alpha_{so} = 3.4 \cdot 10^{-9}$ эВ·см. Это значение хорошо согласу-

ется с результатами, полученными из расщепления линии CR.

Важным результатом нашей работы является экспериментальное обнаружение осцилляций энергии расщепления CR и, соответственно, постоянной α_{so} с магнитным полем, которые не связаны с фактором заполнения. Этот эффект наблюдался нами для обоих исследованных образцов. Хотя для его детального объяснения требуются дополнительные исследования, в настоящее время мы можем предположить, что резонансное взаимодействие между электронами в яме и донорными состояниями в барьерах [10] может быть причиной наблюдаемых осцилляций α_{so} . Проникновение волновых функций электронов в барьер возрастает, когда уровень Ландау совпадает по энергии с уровнем донора в барьере. Это изменяет спин-орбитальное взаимодействие и приводит к осциллирующему поведению спинового расщепления по мере того, как уровни Ландау последовательно пересекают донорный уровень при развертке магнитного поля. Роль энергии Ферми в этом случае будет выполнять энергия донорного состояния, измеренная от уровня размерного квантования в яме. Такое взаимодействие является аналогом резонансного межъямного туннелирования в двойной квантовой яме, в которой эффективная масса в одной из ям значительно больше, чем в другой. Важно отметить, что наше предположение не противоречит существующим представлениям. Действительно, известно, что спин-орбитальное взаимодействие сильно зависит от величины встроенного электрического поля и от степени проникновения волновых функций электронов в барьер. Последнее свойство было подробно исследовано и подтверждено экспериментально в работе [8]. Кроме того, известно, что на гетерогранице между ямой InAs и барьерами AlSb могут находиться поверхностные донорные состояния. Величина энергии таких донорных состояний была оценена в работе [10] примерно как 45 мэВ от дна зоны квантовой ямы, что хорошо согласуется с периодом осцилляций α_{so} , измеренным в наших исследованиях.

Необходимо сделать следующие замечания. Во-первых, в нашем обсуждении мы полностью игнорировали эффекты непараболичности. Это справедливо для слабых (менее 4 Тл) магнитных полей, когда никакого связанного с этим расщепления CR не наблюдается. Однако в сильных магнитных полях роль непараболичности возрастает и может влиять на спектры CR. Например, на рис.2а двойной пик в спектре поглощения при $B = 5.18$ Тл вблизи 155 см^{-1} возникает из-за непараболичности зоны проводимости. Отметим также, что в расчетах α_{so} , представ-

ленных на рис.2 и 3 (штриховые линии), не учитывалась непараболичность зоны проводимости, влияние которой становится заметным в сильных магнитных полях. Наши оценки показали, что учет непараболичности может привести к ошибке, составляющей примерно 10%.

Во-вторых, нельзя напрямую сопоставлять постоянную спин-орбитального взаимодействия с разницей в заселенности спиновых подзон, как это предполагается в некоторых публикациях. В нулевом магнитном поле, если бы существовала такая разница в заселенности, это приводило бы к спонтанной поляризации (однако никаких выделенных направлений нет и не ясно, куда бы была она направлена). В действительности, и это видно из схемы на вставке к рис.2а, заселенность обоих спиновых подзон одинаковая. Заметим также, что в магнитном поле разность в заселенности подзон не может определять α_{so} . Электроны перераспределяются между различными состояниями (например, в спиновых подзонах и примесных состояниях) в соответствии с положением уровня Ферми, и их перераспределение связано с фактором заполнения.

Наконец, в-третьих, наблюдаемые в наших экспериментах осцилляции расщепления CR не могут быть связаны с модуляцией g -фактора, поскольку он определяется перераспределением носителей между уровнями Ландау в магнитном поле и поэтому должен коррелировать с фактором заполнения. Такая корреляция между эффективным g -фактором и фактором заполнения наблюдалась ранее экспериментально [19].

Авторы благодарны Р. Сергееву, Р. Сурису и И. Кукушкину за полезное обсуждение результатов. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и программ “Квантово-размерные структуры” и “Физика твердотельных наноструктур”.

1. B. Datta and S. Das, Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).
2. Е.И. Рашба. ФТТ **2**, 1224 (1960); Ю.А. Бычков и Е.И. Рашба, Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984).
3. J. Luo, H. Munekata, F. F. Fang, et al., Phys. Rev. **B38**, 10142 (1988) ; J. Luo, H. Munekata, F. F. Fang, et al., Phys. Rev. **B41**, 7685 (1990).
4. B. Das, D. C. Miller, S. Datta et al., Phys. Rev. **B39**, 1411 (1989); B. Das, S. Datta, and R. Reifengerger, Phys. Rev. **B41**, 8278 (1990).
5. G. Engels, J. Lange, Th. Schapers et al., Phys. Rev. **B55**, R1958 (1997).
6. J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 1335 (1997).

7. S. Brosig, K. Ensslin, R. J. Warburton et al., Phys. Rev. **B60**, R13989 (1999).
8. D. Grundler, Phys. Rev. Lett. **84**, 6074 (2000).
9. C.-M. Hu et al., Phys. Rev. **B60**, 7736 (1999).
10. H. Kroemer et al., J. Vac. Sci. Technol **B10**, 1769 (1992).
11. D. J. Chadi, Phys. Rev. **B47**, 13478 (1993).
12. При изготовлении холловских мостиков существует вероятность того, что встроенное электрическое поле в образце изменится после проведения химического травления.
13. J. Scriba et al., Semicond. Sci. Technol. **8**, S133 (1993).
14. M. J. Yang et al., Phys. Rev. **B47**, 6807 (1993).
15. A. C. H. Rowe, J. Nehls, R. A. Stradling et al., Phys. Rev. **B63**, 201307 (2001)
16. C.-M. Hu et al., Phys. Rev. **B67**, 201302R (2003).
17. С. И. Дорожкин и Е. Б. Ольшанецкий, Письма в ЖЭТФ **46**, 399 (1987).
18. S. I. Dorozhkin, Phys. Rev. **B41**, 3235 (1990).
19. R. J. Nicholas, R. J. Haug, K. v. Klitzing et al., Phys. Rev. **B37**, 1294 (1988)